

отборные секторы описываются как представления абстрактной C^* -алгебры квазилокальных наблюдаемых. Состояния в этих секторах подчиняются нормальной (Бозе — Ферми) статистике тогда и только тогда, когда соответствующие представления неприводимы или, что то же, $R_\gamma = B(\mathcal{N}_\gamma)$; в противном случае они подчиняются к-л. из *пара-статистик*, задаваемых неоднородными *представлениями групп* перестановок.

Ещё в 1965 г. Х. Борхерсом (H. Borchers) была указана глубокая связь С. п. с понятием квантованного поля. Поле интуитивно мыслится как поток квантов, элементарных носителей физ. характеристик системы — квантовых чисел заряда, спина, странности и др.; действуя на физ. состояния с определ. значениями таких характеристик, поле изменяет эти значения. Если же с данной характеристикой связано С. п. и состояния с разными её значениями лежат в разных секторах, то поле будет переводить состояния из одного сектора в другой. Итак, поля, в отличие от наблюдаемых, не сохраняют, вообще говоря, суперотборных секторов; и в рамках алгебраич. подхода, где поля на исходной стадии отсутствуют, они могут строиться как объекты, связывающие разные суперотборные секторы — нек-рые «операторы переплетения», в терминах теории представлений. Разработка этой идеи, осуществлявшаяся гл. обр. Доплиером и Робертсом, а также Ю. Фрёлихом (J. Fröhlich), Д. Буххольцем (D. Buchholz) и др., составила новый этап не только теории С. п., но и алгебраич. подхода в целом. Она привела к сложным матем. задачам, потребовав нетривиального развития ряда направлений теории C^* -алгебр, и только в 1990-х гг. приблизилась к завершению. Её физ. результаты состоят прежде всего в принципиальном углублении как теории С. п., так и концепции квантованного поля. Был обнаружен целый ряд новых видов С. п., присущих совр. моделям с *калибровочными полями, топологическими зарядами* (в частности, *солитонами*) и фазовыми переходами. С др. стороны, методика построения полей на базе алгебраич. формализма наблюдаемых и состояний приводит к полевым объектам весьма общего, иногда ранее неизвестного вида: если в пространстве Минковского эти объекты подчиняются статистикам, описываемым группой перестановок, то в 2- и 3-мерных системах обнаружены полевые объекты, статистика к-рых описывается т. н. группой кос Артина. Изучение этих проблем активно продолжается (1996).

Лит.: Хоружий С. С., Введение в алгебраическую квантовую теорию поля, М., 1986; Боголюбов Н. Н., Логунов А. А., Оксак А. И., Тодоров И. Т., Общие принципы квантовой теории поля, М., 1987; The algebraic theory of superselection sectors, ed. by D. Kastler, Singapore, 1990; Haag R., Local quantum physics, V., 1992.

С. С. Хоружий.

СУПЕРПАРАМАГНЕТИЗМ — квазипарамагнитное поведение систем, состоящих из совокупности очень мелких ферро- или ферримагнитных частиц (см. *Парамагнетизм*). Малым частям этих веществ свойственно однодоменное состояние (см. *Однодоменные частицы*) с однородной самопроизвольной намагниченностью по всему объёму частицы. При дальнейшем уменьшении размеров частиц, но при сохранении намагниченности (т. е. при темп-ре ниже *Кюри точки*) возрастает вероятность тепловых флуктуаций ориентации *магнитного момента М* частицы. Вектор *М* ориентируется вдоль легчайшего направления намагничивания, определяемого суммарной *магнитной анизотропией* частицы, поэтому для поворота вектора *М* из этого направления необходимо преодолеть энергетич. барьер $\sim KV$, где *K* — константа суммарной анизотропии, *V* — объём частицы. Вектор *М* может изменить ориентацию, когда ср. энергия *kT* тепловых флуктуаций делается сопоставимой с энергией анизотропии *KV* или превышает её: $kT \geq KV$. В типичных ферро- или ферримагнетиках $K \sim 10^7 - 10^3$ эрг/см³. Т. о., при темп-ре $T \sim 100$ К (*Больцмана постоянная* $k \sim 10^{-16}$ эрг/К), когда $kT \sim 10^{-14}$ эрг, влияние тепловых флуктуаций становится заметным для частиц, объём к-рых меньше $10^{-21} - 10^{-17}$ см³ (линейные размеры меньше $1 - 10$ нм). При этих условиях магн. моменты частиц ведут себя по отношению к воздействию внеш. магн. поля

Н и темп-ры *T* подобно парамагнитному газу атомов или молекул, с той лишь разницей, что в газе в результате тепловых флуктуаций (столкновений) изменяют положение и пространственную ориентацию сами магнитно-активные атомы (молекулы) вместе со своими моментами, тогда как однодоменные ферро- или ферримагнитные частицы в твёрдом теле остаются неподвижными, происходит лишь изменение ориентации их магн. момента *М* под влиянием тепловых флуктуаций. Несмотря на это различие, эффект оказывается в обоих случаях одинаковым. Это и позволило Бину (С. Р. Bean, 1955) ввести термин «С.» [1]. На саму возможность броуновского вращения моментов частиц впервые указал Л. Неель (L. Neel, 1949) [2]. Т. о., в системах с С. элементарными носителями магнетизма являются не отд. атомы (молекулы), а макрочастицы, содержащие до $10^9 - 10^6$ атомов. Зависимость отношения намагниченности M/M_0 систем с С. (M_0 — магн. насыщение при $T=0$ К) от *H* и *T*, как и для парамагн. газов, даётся ф-лой Ланжевсна

$$M/M_0 = \text{cth}(MH/kT) - kT/MH. \quad (*)$$

В силу больших значений *M* в системах с С. зависимость (*) реализуется в легко достижимых полях *H*. Размер частиц с С. можно определить по измерению начального наклона зависимости (*), равного $M/3kT$. Можно определить как времена *релаксации* момента, так и др. равновесные и кинетич. магн. характеристики С.

Типичными примерами систем с С. являются сплавы меди с кобальтом ($\approx 2\%$ Co), мелкие выделения железа в β -латуни ($\approx 0,1\%$ Fe), сплавы Cu с Mn, Au и Ni, тонкие порошки Ni, нек-рых *ферритов* и др.

Мелкие однодоменные частицы могут существовать не только в твердотельных ферро- и ферримагнитных сплавах и соединениях, но и в *магнитных жидкостях* (суспензиях), к-рые получают диспергированием ферро- или ферримагн. частиц в однодоменном состоянии в обычных жидкостях. Именно в этих системах С. впервые наблюдался В. Эльмором (W. Elmor, 1938) [3]. В суспензии однодоменных частиц равновесное распределение магн. моментов достигается вращением самих частиц благодаря их броуновскому движению. В этом случае время релаксации должно существенно зависеть от вязкости жидкости. Наконец возможны ещё квантовомеханич. изменения ориентации моментов *М* частиц (туннельные переходы, см. *Туннельный эффект*).

С. интересен не только как специфич. магн. явление; исследование С. позволяют независимо определить ряд магн. параметров, напр. температурный ход самопроизвольной намагниченности или точку Кюри. Кроме того, изучение С. открывает новые возможности для тонких структурных исследований, напр. в дисперсионно твердеющих сплавах, поскольку изучение С. позволяет разработать весьма чувствительные неповреждающие методы определения распределения частиц по размерам, состав выпадающей магн. фазы в начальных стадиях её зарождения и роста. Бином и Джекобсом (1956) был разработан метод, аналогичный гранулометрии — определение размеров мелких ферромагн. частиц в коллоидных растворах [4]. С. также применяется и при изучении магнетизма горных пород.

Л. Неель [5] показал, что мелкие частицы антиферромагнетиков (диам. ≈ 5 нм) также обладают особыми магн. свойствами, похожими на С., поскольку в них происходит нарушение полной компенсации моментов магн. подрешёток — они ведут себя при этом как ферримагн. частицы в состоянии С. Для менее мелких антиферромагн. частиц Неель предсказал явление, отличное от С., и назвал его суперантиферромагнетизмом. В этих частицах ещё не нарушена полная компенсация моментов подрешёток. Но если поверхность частиц имеет вид хорошо развитых кристаллографич. плоскостей и если у части из них узлы принадлежат к одному из типов магн. подрешёток (ферромагн. плоскость), то их магн. свойства оказываются зависящими от числа этих плоскостей в частице. При нечётном числе плоскостей частицы обладают С., при